Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 9, стр. 374 – 377 *10 ноября 1985 г.*

ОСОБЕННОСТИ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ ^{3}He-A ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА В A_1-ФАЗУ

Г.Е.Гургенишвили, Г.А.Харадзе

Исследована спиновая динамика ^{3}He-A в окрестности перехода в A_1-фазу. Установлен критерий устойчивости однородной прецессии намагниченности и обсужден вопрос о смешивании колебаний энтропии с поперечными спиновыми возбуждениями на фоне прецессионной динамики в переходной области $A \to A_1$.

Известно, что в присутствии магнитного поля в сверхтекучем ^{3}He стабилизируется A_1-фаза, непосредственно примыкающая к нормальному состоянию и характеризующаяся куперовским спариванием в единственной по проекции спина конфигурации. В последнее время возможности экспериментального исследования свойств A_1-фазы жидкого ^{3}He значительно расширились [1,2], в связи с чем актуальность приобретает выявление новых эффектов, разыгрывающихся в окрестности фазового перехода $A \to A_1$. В частности интересно провести дальнейшее теоретическое исследование особенностей спиновой динамики ^{3}He-A вблизи перехода в A_1-фазу в условиях импульсного воздействия, когда намагниченность отклонена на некоторый угол θ от равновесной ориентации и прецессирует с частотой $\omega_\perp$ вокруг направления внешнего магнитного поля.

В сильном поле сдвиг частоты прецессии относительно ларморовского значения $\omega_0 = \gamma H_0$ дается выражением [3]

$$\delta\omega_\perp = \frac{1}{8}\,\frac{\Omega_A^2}{\omega_0}\,\{1 + [2 + \beta - (6+\beta)\sin^2\delta]\cos\theta\}, \qquad (1)$$

$\beta\cos^2\delta$

где Ω_A – характерная дипольная частота, δ – равновесный угол между спиновой осью $\mathbf{d}_1$ и фиксированной орбитальной осью $\mathbf{l}$, а параметр $\beta = \Delta_\uparrow \Delta_\downarrow / \Delta^2$ характеризует близость к A_1-фазе (здесь $\Delta_\uparrow \Delta_\downarrow$ обозначает амплитуду спаривания в спиновой конфигурации $\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)$, причем $\Delta^2 = \frac{1}{2}(\Delta_\uparrow^2 + \Delta_\downarrow^2)$). Ниже будет установлен критерий устойчивости однородной прецессии намагниченности относительно длинноволновых спиновых возбуждений и исследован вопрос о смешивании колебательной энтропии (и температуры) с этими возбуждениями в окрестности перехода $A \to A_1$.

ний

Параметром порядка ^{3}He-A, помещенного во внешнее магнитное поле, имеет вид

$$A_{\mu i} = \Delta d_\mu u_i, \qquad (2)$$

где спиновый вектор $\mathbf{d} = \alpha_+ \mathbf{d}_1 + i\alpha_- \mathbf{d}_2$, $\mathbf{d}_1 \perp \mathbf{d}_2$, а коэффициенты $\alpha_\pm = \frac{1}{2\Delta}(\Delta_\uparrow \pm \Delta_\downarrow)$. Что касается орбитального вектора $\mathbf{u}$, то в условиях фиксированного $\mathbf{l}$ он зависит лишь от локальной фазы, градиент которой определяет сверхтекучую скорость $\mathbf{v}_s$.

Галилеевски инвариантная часть энергии неоднородности

$$F_g = \frac{1}{2}\,\rho_{ij}^{(s)}\,(w_{si}w_{sj} + \alpha_-^2 w_{1i}w_{1j} + \alpha_+^2 w_{2i}w_{2j} + w_{3i}w_{3j} + 4\alpha_-\alpha_+ w_{si}w_{3j}), \qquad (3)$$

где $\mathbf{w}_s = \mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n$, а спиновые сверхтекучие скорости определены формулами $(\mathbf{d}_3 = \mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2)$:

$$\mathbf{w}_1 = \frac{\hbar}{2m}\, d_{2\mu}\vec{\nabla} d_{3\mu}, \quad \mathbf{w}_2 = \frac{\hbar}{2m}\, d_{3\mu}\vec{\nabla} d_{1\mu}, \quad \mathbf{w}_3 = \frac{\hbar}{2m}\, d_{1\mu}\vec{\nabla} d_{2\mu}. \qquad (4)$$

Выражая спиновые скорости через эйлеровы углы (φ, θ, ψ) и усредняя по "быстрым" переменным, находим, что

$$\bar{F}_g = \frac{1}{2}\,\rho_{ij}^{(s)}\,[w_{si}w_{sj} + \left(\frac{\hbar}{2m}\right)^2 (\nabla_i\phi\nabla_j\phi + \frac{1}{2}\nabla_i\theta\nabla_j\theta + \frac{1}{2}(1-\cos\theta)(3-\cos\theta)\nabla_i\varphi\nabla_j\varphi -$$

$$-2(1-\cos\theta)\nabla_i\varphi\nabla_j\phi) + 2\alpha\,\frac{\hbar}{2m}\,w_{si}(-\nabla_j\phi + (1-\cos\theta)\nabla_j\varphi)], \qquad (5)$$

где "медленная" переменная $\phi = \varphi + \psi$, а $\alpha = 2\alpha_+\alpha_- = (\Delta_\uparrow^2 - \Delta_\downarrow^2)/(\Delta_\uparrow^2 + \Delta_\downarrow^2)$.

С другой стороны, усредненная диполь-дипольная энергия сверхтекучего ^{3}He-A имеет вид

$$V_D = -\frac{1}{8}\,\chi(\Omega_A/\gamma)^2\,[(1 - 3\sin^2\delta)(1 + P/M)^2 + \frac{1}{2}\beta\cos^2\delta\,(2 + P/M)^2\cos 2\phi], \qquad (6)$$

где χ — магнитная восприимчивость, M — величина намагниченности, а $P = M_z - M = -(1 - \cos\theta)M$.

Переходя к безразмерным переменным $\xi = M/M_s$ и $\eta = P/M_s$, где $M_s = \frac{\hbar\gamma}{2m}\rho$ — намагниченность насыщения, легко составить уравнение непрерывности

$$
\begin{aligned}
&M_s \dot{\xi} + \vec{\nabla}\mathbf{j}_M = -\gamma\,(\partial V_D/\partial\phi),\\
&M_s \dot{\eta} + \vec{\nabla}\mathbf{j}_p = 0\,,
\end{aligned}
\tag{7}
$$

причем соответствующие плотности не конвективных слагаемых потоков непосредственно вычисляются с помощью [5].

Используя, далее, гамильтоновы уравнения для φ и ϕ [4], а так же уравнения для колебаний энтропии $\delta\sigma$ [5], мы приходим к следующей системе, описывающей коллективные возбуждения в ^{3}He-A на фоне прецессионного движения намагниченности:

$$
\begin{aligned}
&(\omega^2 - \omega_\parallel^2(k))\,\delta\xi + \alpha\,\omega_2^2(k)\,\delta\sigma/\sigma - \frac{2\epsilon}{1+\cos\theta}\,\Omega_\parallel^2\,\delta\eta = 0\,,\\
&(\omega^2 - \omega_2^2(k))\,\delta\sigma/\sigma + \alpha\,\omega_{sp}^2(k)\,\delta\xi = 0\,,\\
&(\omega^2 - \epsilon\,\overline{\omega}_{sp}^2(k))\,\delta\eta + (1 - \cos\theta)\,[\omega_{sp}^2(k)\,\delta\xi - \alpha\,\omega_2^2(k)\,\delta\sigma/\sigma] = 0\,;
\end{aligned}
\tag{8}
$$

здесь $\omega_\parallel^2(k) = \Omega_\parallel^2 + \omega_{sp}^2(k)$, $\omega_{sp}(k) = u_{sp}k$, $\omega_2(k) = u_2 k$, $\overline{\omega}_{sp}^2 = (\rho_n/\rho)\omega_{sp}^2$, квадрат частоты продольного резонанса $\Omega_\parallel^2 = \frac{1}{4}(1+\cos\theta)^2\,\beta\Omega_A^2\cos^2\delta$, u_{sp} и u_2 — соответственно скорости спиновой волны и второго звука в ^{3}He-A вдали от A_1-фазы, а малый параметр

$$
\epsilon(k) = \frac{1}{4}\left\{-\frac{1}{4}\sin^2\theta\,(\Omega_A/\omega_0)^2\,[2+\beta-(6+\beta)\sin^2\delta] + \omega_{sp}^2(k)/\omega_0^2\right\}
\tag{9}
$$

(выше учтено, что $(\xi,\eta) \ll 1$).

В нулевом приближении по ϵ система уравнений [8] описывает две ветви гибридизованных коллективных колебаний ξ и σ в окрестности перехода в A_1-фазу [5]. Третья ветвь с

$$
\omega_p^2(k) = \epsilon(k)\left[\overline{\omega}_{sp}^2(k) + 2\,\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta}\,\frac{\beta^2\,\Omega_\parallel^2}{\Omega_\parallel^2 + \beta^2\,\omega_{sp}^2(k)}\,\omega_{sp}^2(k)\right]
\tag{10}
$$

соответствует поперечным коллективным возбуждениям на фоне однородной прецессии намагниченности. При $\epsilon(0) < 0$ состояние однородной прецессии неустойчиво относительно распада на длинноволновые спиновые возбуждения. Именно такая ситуация реализуется, как это было предсказано в [4] и подтверждено экспериментально [6], для леггетовской спин-орбитальной конфигурации с $\delta = 0$. Обращаясь к формуле (9) мы убеждаемся, что однородная прецессия намагниченности должна быть устойчивой в области

$$
\sin^2\delta > (2+\beta)/(6+\beta)\,,
\tag{11}
$$

ширина которой зависит от близости к A_1-фазе. Заметим, что на границе области устойчивости частота прецессии $\omega_\perp = \omega_0 + \delta\omega_\perp$ не зависит от угла θ.

Легко убедиться, что в p-ветви $(\omega = \omega_p)$ колебания величины η сопровождаются колебаниями энтропии:

$$\delta \sigma / \sigma = \frac{2\epsilon}{1+\cos\theta} \; \frac{\alpha\beta^2 \Omega_\parallel^2}{\Omega_\parallel^2 + \beta^2 \omega_{sp}^2} \; \frac{\omega_{sp}^2}{\omega_p^2 - \beta^2 \omega_2^2} \, \delta\eta \, . \tag{12}$$

Любопытно, что смешивание осцилляций $\delta\sigma$ и $\delta\eta$ имеет место лишь в переходной области $A \to A_1$: как вдали от A_1-фазы (где $\alpha = 0$), так и в самой A_1-фазе (когда $\beta = 0$) энтропия в p-ветви не колеблется.

Литература

1. *Sagan D.C., de Vegvar P.G., Polturak E., Friedman L., Yan S.-S., Ziercher E.L., Lee D.M.* Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1939.
2. *Israelsson U.E., Crooker B.C., Bozler H.M., Gould C.M.* Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1943.
3. *Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Харадзе Г.А.* ЖЭТФ, 1980, 78, 615.
4. *Фомин И.А.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 179.
5. *Гургенишвили Г.Е., Харадзе Г.А.* Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 593.
6. *Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 390; *Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М.* ЖЭТФ, 1985, 88, 1218.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
31 сентября 1985 г.